



TITLE:

<最近の研究から> 宇宙リチウム問題の解決を目指して --原子核物理学からのアプローチ--

AUTHOR(S):

川畑, 貴裕; 久保野, 茂

CITATION:

川畑, 貴裕 ...[et al]. <最近の研究から> 宇宙リチウム問題の解決を目指して --原子核物理学からのアプローチ--. 日本物理学会誌 2018, 73(1): 27-32

ISSUE DATE:

2018-01-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/230682>

RIGHT:

発行元の許可を得て登録しています; This is not the published version. Please cite only the published version.; この論文は出版社版ではありません。引用の際には出版社版をご確認ご利用ください。

宇宙リチウム問題の解決を目指して ー原子核物理学からのアプローチー

川畑貴裕 〈京都大学大学院理学研究科 kawabata@scphys.kyoto-u.ac.jp〉

久保野茂 〈理化学研究所仁科加速器研究センター kubono@riken.jp〉

今から約 138 億年前、誕生直後のわれわれの宇宙は「ビッグバン」と呼ばれる高温・高密度の状態にあった。ビッグバン理論によると、宇宙開闢の約 10 秒後から 20 分後にかけて「ビッグバン元素合成」(Big Bang Nucleosynthesis: BBN) が起こり、陽子と中性子を起点とする原子核反応によって水素、ヘリウム、リチウムなどの軽元素が生成された。このとき生成された元素の組成について、観測による推定値と理論計算による予測値を比較することは、宇宙創生のシナリオを明らかにするうえで、重要な知見を与えてくれる。

BBN における ${}^4\text{He}$ と重陽子の生成量は、観測による推定値と理論予測値が非常に良く一致する一方で、 ${}^7\text{Li}$ については、生成量の観測推定値が理論予測値の約 1/3 でしかないという重大な不一致が知られている。この不一致は「宇宙リチウム問題」と呼ばれ、ビッグバン理論に残された深刻な問題として大きな関心を集めている。

宇宙リチウム問題を巡っては、いくつかの解決策が提案されており、それらは三つに大別される。一つ目は、観測から ${}^7\text{Li}$ の原始存在量を推定する方法に問題があるという説であり、二つ目は、宇宙リチウム問題の原因を標準理論を超える新物理に求める説である。そして、三つ目は、BBN 計算に用いられている原子核反応率に誤りがあるという説である。しかし、現時点でこれらの説を決定づける実験的・観測的な証拠は見つかっておらず、宇宙リチウム問題は、宇宙物理学だけでなく、天文学、原子核物理学、素粒子物理学までも巻き込んだ物理学における重要な問題となっている。

原子核物理学の観点からこの問題を考察すると、 ${}^7\text{Li}$ は主に ${}^7\text{Be}$ が電子捕獲崩壊す

ることで生成される。しかし、 ${}^7\text{Be}$ を生成する反応については、すでに複数のグループによる測定がなされており、BBN 計算の結果を大きく変化させる余地はない。

近年、 ${}^7\text{Be}$ の生成率ではなく、 ${}^7\text{Be}$ を他の原子核に転換する反応に注目すべきとの指摘がなされている。もし、BBN の過程で、 ${}^7\text{Be}$ が ${}^7\text{Li}$ へ崩壊する前に他の原子核へ転換する反応の寄与が増大すれば、BBN 計算における ${}^7\text{Li}$ の生成量が減少し、宇宙リチウム問題を解決できる可能性がある。

${}^7\text{Be}$ を転換する反応として有力視されていたのが、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応である。しかし、 ${}^7\text{Be}$ と中性子はどちらも短寿命の不安定核であるため、この反応を直接に測定することは容易でなく、これまで、BBN に関係するエネルギー領域における断面積は測定されていなかった。

このような状況のなか、我々は大阪大学核物理研究センターにおいて、逆反応である ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^7\text{Be}$ 反応を測定し、詳細釣り合いの原理に基づいて $E = 0.20\text{--}0.81$ MeV のエネルギー領域における $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積を初めて決定することに成功した。その結果、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積は、BBN 計算にこれまで用いられてきた推定値より約 10 倍も小さく、宇宙初期において中性子が ${}^7\text{Be}$ と衝突し二つの ${}^4\text{He}$ に分解する反応の寄与は小さいことが明らかになった。

残念ながら、宇宙リチウム問題の謎はさらに深まる結果となったが、今回の成果は標準模型を超える新しい物理の探索や、原子核反応率の見直しなど、さらなる研究を動機づけるに違いない。

1. はじめに

観測可能な領域のみでさえ 10^{26} m という広大な拡がりをもつ宇宙と、 10^{-15} m という極めてミクロなスケールしかない原子核との間には密接な関係がある。

宇宙開闢の時、まだ宇宙には一切の元素が存在していなかった。しかし、現在の宇宙には様々な元素が存在している。水素よりも重い全ての元素は 138 億年にわたる宇宙の進化のなかで、原子核反応によって生み出されてきた。

また、元素を合成する原子核反応では、同時にエネルギーが放出される。原子核反応は重力とともに宇宙の進化を促す主要なエネルギー源であり、様々な天体現象を引き起こしてきた。すなわち、宇宙の歴史は元素合成の歴史でもあり、宇宙の成り立ちを明らかにしようとするとき、天文観測による元素あるいは同位元素の同定と、原子核物理学的な手法による複合的なアプローチは極めて重要である。

2. ビッグバン元素合成

宇宙初期のビッグバン直後にはリチウムまでの軽い元素が生成されたと考えられている。このビッグバン元素合成 (Big Bang Nucleosynthesis: BBN) における元素の生成量は初期宇宙について重要な知見をもたらしてくれる。実際に、重陽子と ^4He については、理論計算による予測値と観測による推定値が非常に一致を示しており、この事実は標準ビッグバンモデルを支持する重要な証拠の一つとなっている。この節では、標準ビッグバンモデルが予測する BBN の概略について説明したい。

量子力学的なゆらぎによって宇宙が生まれ、インフレーションと呼ばれる爆発的な膨張を終える頃、宇宙のエネルギーの大半は光子として存在していた。エネルギー密度の極めて高いインフレーション直後の宇宙において、物質粒子は、粒子と反粒子の対生成と対消滅による平衡状態にあったが、CP 対称性のわずかな破れにより生き残った粒子が現在の宇宙に存在する物質の起源となった。宇宙開闢から 10^{-6} 秒ほど経過し、宇宙の温度が 10^{13} K \approx 1 GeV 程度にまで低下すると、それまでクォーク・グルーオン・プラズマ中の自由な粒子として振る舞ってきたクォークは、もはや単独では存在できなくなり陽子と中性子が生成された。

この頃の宇宙は、光子や陽子と中性子、レプトンと呼ばれる電子・陽電子・ニュートリノ・反ニュートリノたちが、宇宙の膨張速度を上回る頻度で衝突を繰り返しており、陽子と中性子は弱い相互作用を通じたレプトンとの散乱によって次のような平衡状態にあった。

$$n + \nu_e \longleftrightarrow p + e^-, \quad n + e^+ \longleftrightarrow p + \bar{\nu}_e. \quad (1)$$

中性子数と陽子数はボルツマン分布に従うため、その個数比は陽子と中性子の質量差と温度によって決まっていた。

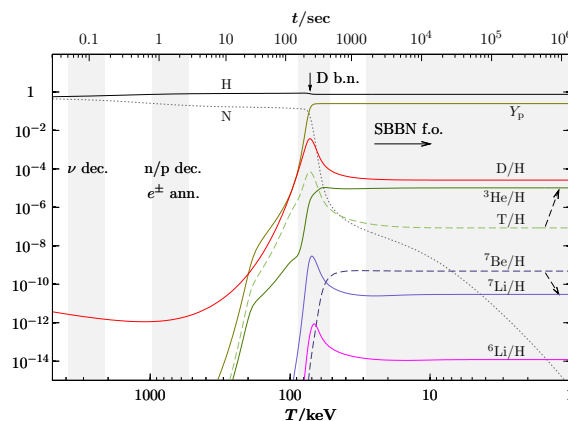


図1 初期宇宙における元素存在比の時間発展。陽子 (P) と中性子 (N) についてはバリオン数に対する個数比、 ^4He については質量存在比 (Y_p)、その他の元素については水素に対する個数比で示す。横軸は上が宇宙開闢以来の時間、下が温度を示す。文献¹⁾ の図を引用。

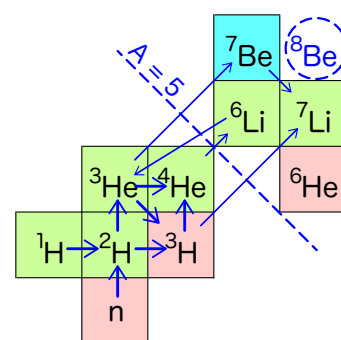


図2 ビッグバン直後の宇宙における軽い元素の合成経路。緑の原子核は安定核であり、水色とピンクの原子核はそれぞれ、 β^+ 崩壊核と β^- 崩壊核であることを示す。

宇宙が膨張するにつれて物質密度が低下し、約 1 秒後に温度が $T \sim 0.7$ MeV にまで低下すると、弱い相互作用の反応率が減少して、式 (1) の平衡が失われ、その温度で陽子と中性子の個数比が固定される。以降、このとき固定された陽子と中性子を原資にすべての元素が生成されていくことになる。

2 核子系における唯一の結合状態は、陽子と中性子が結合した重陽子であり、その結合エネルギーは 2.23 MeV である。陽子と中性子は衝突により重陽子を生成するが、高温下では生成された重陽子が熱浴中の光子によって光分解されるため $n + p \longleftrightarrow d + \gamma$ という平衡が生じ、重陽子の存在量は依然として少ないままであった。

初期宇宙における各元素の存在比の時間発展¹⁾ を図 1 に示す。約 10^2 秒後、宇宙の温度が $T = 0.1$ MeV 程度にまで下がり、背景光子のエネルギーも低下して重陽子が光分解されなくなると、重陽子の存在量が急激に増加し始める。ひとたび重陽子が増加し始めると、元素合成のボトルネックが解消され、図 2 に示すように、重陽子を経由して原子核反応が連鎖的に進み ^4He が爆発的に合成された。

しかし、質量数が 5 となる原子核には結合状態が存在せ

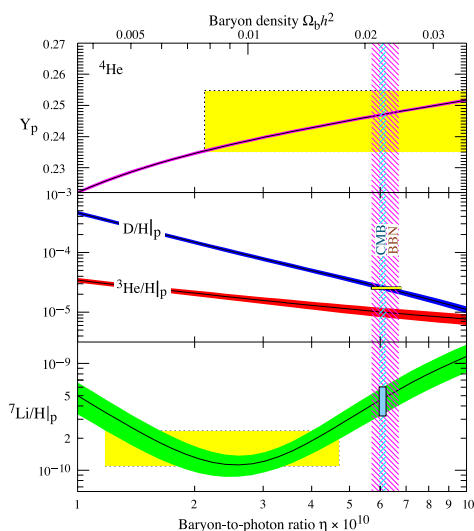


図3 標準ビッグバン模型にもとづく ${}^4\text{He}$, 重陽子 (D), ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ の生成量の予測値。横軸は、上がバリオン密度 ($\Omega_b h^2$), 下がバリオン/光子比 (η)。 ${}^4\text{He}$ については質量存在比 (Y_p), その他の元素については水素に対する個数比で示す。 Y_p , $\text{D}/\text{H}|_p$, ${}^3\text{H}/\text{H}|_p$, ${}^7\text{Li}/\text{H}|_p$ に現れる添字の p は宇宙の原始 (primordial) 生成量であることを表す。黄色の四角は、宇宙初期における元素存在量の観測推定値の 95% 信頼区間と、その推定値から許容される η の範囲を示す。斜線で示す縦方向の狭いバンドと広いバンドは、それぞれ、宇宙背景放射 (CMB) の観測とビッグバン元素合成 (BBN) における重陽子生成量の観測推定値によって制限された η の範囲を示す。水色の四角は、BBN 計算と η から制限される ${}^7\text{Li}$ の生成量の理論予測値の 95% 信頼区間を示す。文献³⁾ の図 24.1 を一部改変。

ず、また、二つの ${}^4\text{He}$ の共鳴状態として生成される ${}^8\text{Be}$ も極めて短寿命で元の ${}^4\text{He}$ に崩壊するため、 ${}^4\text{He}$ 以降の元素合成は停滞し、 ${}^4\text{He}$ と ${}^2,{}^3\text{H}$ や ${}^3\text{He}$ の反応により、少量の ${}^{6,7}\text{Li}$ と ${}^7\text{Be}$ が生成されるに留まった。そのうちに 10^3 秒が経過すると、中性子はほぼ元素合成に消費され、また、宇宙の温度も $T = 0.03$ MeV 程度にまで低下するためにクーロン斥力に妨げられて原子核反応が起こらなくなり、元素合成が停止する。これ以降は、比較的寿命の長い不安定核である ${}^3\text{H}$ と ${}^7\text{Be}$ が、それぞれ、安定な ${}^3\text{He}$ と ${}^7\text{Li}$ へと β 崩壊して、宇宙の元素組成はいったん定常となる。上記のような宇宙初期における軽元素合成過程を BBN と呼ぶ。

3. 宇宙リチウム問題

BBN における軽元素の生成量、特に、 ^3H , ^3He , ^7Li など微量元素の生成量をより精度良く計算するには、地上の実験室で測定された原子核反応率をもとにネットワーク計算を行う必要がある。標準ビッグバン模型による計算結果の一例^{2, 3)}を図3に示す。

これらのネットワーク計算に必要とされる情報は、原子核反応率とバリオン/光子比 (η) である。図中の黒い実線はネットワーク計算による軽元素生成量の予測値を η の関数として与え、黒い実線に伴う帯は原子核反応率の不定性に由来する予測値の 95%信頼区間を示している。

η の値は宇宙背景放射の非等方性の測定⁴⁾ から $\eta = (6.09 \pm 0.06) \times 10^{-10}$ と報告されており、BBN 計算にもとづく軽

元素生成量の予測値は黒い実線と η の値から与えられる。

一方、観測による宇宙初期の元素存在量の推定値は ${}^4\text{He}$ ³⁾、重陽子⁵⁾、 ${}^7\text{Li}$ ⁶⁾ について報告がなされている。図3中の黄色の四角は、観測推定値の95%信頼区間と、その推定値から許容される η の範囲を示している。 ${}^4\text{He}$ と重陽子について観測推定値と理論予測値が非常によい一致を示す一方で、水色の四角で示した ${}^7\text{Li}$ についての理論予測値 $[{}^7\text{Li}/\text{H}]_{\text{p}} = (4.68 \pm 0.67) \times 10^{-10}$ ²⁾ は、観測推定値 $[{}^7\text{Li}/\text{H}]_{\text{p}} = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ ⁶⁾ より約3倍大きい。この不一致は「宇宙リチウム問題」とよばれ⁷⁾、ビッグバン模型に残された深刻な問題として大きな関心を集めている。

宇宙リチウム問題を巡っては、いくつかの解決策が提案されており、それらは三つに大別される。一つ目は、観測から ${}^7\text{Li}$ の原始存在量を推定する方法に問題があるという説である。 ${}^4\text{He}$ や重陽子の原始存在量は、金属量の少ない星間ガスの組成から推定されており、理論予測値とよく一致する。しかし、 ${}^7\text{Li}$ は BBN での生成量が少ないため、星間ガスからの推定が難しい。そこで、 ${}^7\text{Li}$ の原始存在量は、銀河系外縁の球状星団に分布する種族 II と呼ばれる恒星の表面組成から推定されている。これらの星は銀河形成の初期に生まれ、当時の星間ガスに近い組成を現在まで保存していると期待される。実際に、種族 II の星に含まれる ${}^7\text{Li}$ の量と金属量には相関が見られ、金属量が少なくなると観測される ${}^7\text{Li}$ の量がほぼ一定の値に収束しており、この事実が種族 II の星の表面組成から ${}^7\text{Li}$ の原始存在量を推定できる根拠とされている。しかし、これらの星の内部で ${}^7\text{Li}$ を消費するようなプロセスが存在していたら、観測推定量は下方修正される必要がある。

二つ目は、標準理論を超える新物理に宇宙リチウム問題の原因を求める説である。例えば、宇宙初期には各種の結合定数や素粒子の質量が現在と異なっており、陽子と中性子の質量差や重陽子の結合エネルギーなど、BBN に極めて重要な影響を与えるパラメータが変化していたとする説や、長寿命の超対称性粒子が存在し、これらの粒子が BBN の時期に崩壊して元素合成に影響を与えたとする説などがこれにあたるが、現時点でこれらの説を裏付ける決定的な証拠は見つかっていない。

そして、三つ目が BBN 計算に用いられている原子核反応率に誤りがあるという説である。 ${}^7\text{Li}$ を生成する主要な過程は、 ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲崩壊である。 ${}^7\text{Be}$ は ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ 反応によって生成されたと考えられているが、この反応はすでに複数のグループによる測定がなされており、BBN 計算の結果を大きく変化させる余地はない⁸⁾。

近年、 ${}^7\text{Be}$ の生成率ではなく、 ${}^7\text{Be}$ を他の原子核に転換する反応に注目すべきとの指摘がなされている。もし、BBN の過程で、 ${}^7\text{Be}$ を他の原子核に転換する反応の寄与が増大すれば、 ${}^7\text{Li}$ の観測推定値が計算予測値の $1/3$ でしかない

事実を説明できる可能性がある。

${}^7\text{Be}$ を転換する反応のうち、もっとも寄与が大きいと考えられているのは $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$ 反応である。しかし、この反応もまた、すでに十分な精度での測定がなされており、BBN 計算の結果を修正する可能性は否定されている。この反応に続く寄与があると考えられているのが、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応である。

二体の熱核反応率は、

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu (k_B T)^3}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE, \quad (2)$$

と与えられる。 μ は反応する二つの原子核の換算質量、 $\sigma(E)$ はエネルギー E における反応断面積である。BBN において、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応が最も活発になるのは中性子と ${}^7\text{Be}$ の存在量の積が最大となる $T = 0.06\text{--}0.07$ MeV の頃である。このような低エネルギー反応では、角運動量の小さな s 波 ($L = 0$) や p 波 ($L = 1$) の散乱が支配的となる。クーロン力の影響を受けない中性子の場合、 s 波の断面積は速度に反比例し、いわゆる $1/v$ 則に従う。この場合、式 (2) の熱核反応率に主要な影響を与えるのは、反応エネルギーが $E = 10\text{--}60$ keV 付近の断面積である。一方、 p 波散乱の場合、遠心力ポテンシャルの影響で低エネルギー領域での反応が抑制されるため、反応率のピークは高エネルギー側にシフトし、 $E = 50\text{--}150$ keV 付近の断面積が熱核反応率に重要な影響を与える。しかし、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応については、これまで BBN エネルギー領域での断面積が測定されておらず、BBN 計算に用いられている反応率には大きな不定性が残されていた。

この反応については、鏡映反応とよばれる陽子と中性子を入れ替えた反応、すなわち、 $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積がすでに知られており、原子核の荷電対称性を仮定して、鏡映反応の断面積から間接的に $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ の断面積を推定しようという試み⁹⁾ がなされていたが、sub-MeV の低いエネルギー領域においては、クーロン力の影響を正しく取り扱うことが容易でなく、推定結果の信頼性が低いために、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積を直接測定することが強く望まれていた。

4. $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応測定

$n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応に関わるエネルギーレベル図を図 4 に示す。BBN のとき存在していた ${}^7\text{Be}$ には、基底状態のほか熱的に励起された第一励起状態も僅かに含まれていた。これらの ${}^7\text{Be}$ が中性子を吸収すると、広い崩壊幅をもつ ${}^8\text{Be}$ の高励起状態を経由して、二つの ${}^4\text{He}$ (α 粒子) に崩壊する。 α 粒子は高い結合エネルギーをもっており、原子核内において 4 個の核子が α クラスターを構成する α クラスター相関は、最も重要な多核子相関として知ら

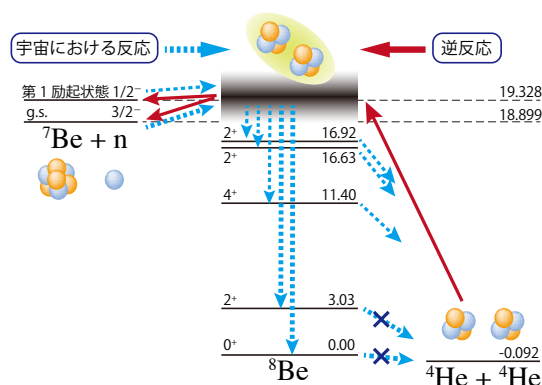


図 4 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応に関わるエネルギーレベル図。エネルギーの単位は MeV で示した。CERN n_TOF 施設における測定¹⁰⁾ では、 ${}^8\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態を経由する反応は測定されていない。

れている。 ${}^8\text{Be}$ の高励起状態の α 崩壊は、核子を放出して ${}^7\text{Be}$ や ${}^7\text{Li}$ に崩壊する過程と競合関係にあり、 α 崩壊への分岐比には α クラスター相関が強く影響している。

${}^7\text{Be}$ と中性子は、共に不安定核であるため、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応を測定することは容易ではない。しかし、近年、CERN の n_TOF 施設において、放射性的 ${}^7\text{Be}$ 標的に低エネルギー中性子を照射し、放出される二つの α 粒子を測定することで、 $E = 10$ meV–10 keV での反応断面積を決定するという極めて困難な実験がなされた¹⁰⁾。しかし、測定されたエネルギー領域は BBN エネルギーよりも低いため、直接的には宇宙リチウム問題の解決に寄与しない。このエネルギー領域では s 波散乱が支配的であると考えられるが、実際に CERN において測定された断面積は、 $1/v$ 則に従っており、 $E \sim 10$ keV 付近における p 波散乱の断面積が数百 μb 以下であることを示唆している。

${}^7\text{Be}$ の基底状態は負パリティを持つため、 s 波散乱では、図 4 の青い点線に沿って反応が進行する。始めに ${}^8\text{Be}$ の中性子崩壊閾値近傍である励起エネルギー $E_x \sim 19$ MeV 付近の負パリティ状態が中間状態として生成されるが、パリティ保存則の要請により、二つの α 粒子へ直接崩壊することはできない。このため、この負パリティ状態は低い励起エネルギーを持つ自然正パリティ (0^+ , 2^+ , 4^+) 状態への γ 崩壊を経由した後に二つの α 粒子へ崩壊する。 $E1$ 遷移による γ 崩壊確率は崩壊エネルギーの 3 乗に比例するため、 α 粒子は主に ${}^8\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態を経由して放出される。しかし、これらの状態から放出される α 粒子はエネルギーが低く測定が難しいため、CERN における実験では基底状態と第一励起状態を経由する主要な崩壊チャンネルを測定できなかった。そこで、 $E_x > 8$ MeV の状態を経由する分岐比の小さな崩壊チャンネルのみを測定し、主要な崩壊チャンネルとの分岐比はモデル計算によって推定された。この推定の結果、BBN エネルギー領域における s 波散乱の断面積は 1–5 mb 程度であり、宇宙リチウム問題を解

決するほどの反応率を期待できないことが明らかとなった。

5. ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^7\text{Be}$ 反応測定

CERN における測定は BBN エネルギーよりも低いエネルギー領域について行われたので、 s 波散乱の断面積を測定したにすぎない。一方、 p 波散乱の断面積はエネルギーとともに増加するため、BBN に影響する、より高いエネルギー領域 ($E = 50\text{--}150\text{ keV}$) では p 波散乱が支配的となり、宇宙リチウム問題を解決するに足りる大きな断面積を持つ可能性がある。そこで、我々は p 波散乱の断面積を測定するために、逆反応である ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^7\text{Be}$ 反応を測定することを着想した。逆反応では安定な ${}^4\text{He}$ ガスに ${}^4\text{He}$ ビームを照射すれば測定が可能であり、不安定核標的やビームを必要としない。また、詳細釣り合い原理によって、その断面積から順反応の断面積を決定することができる。

逆反応では、図 4 の赤い実線に沿って反応が進む。二つの ${}^4\text{He}$ の衝突では、パリティ保存則からの要請により、自然正パリティの中間状態が生成される。その後、 p 波の中性を放出して負パリティを持つ ${}^7\text{Be}$ の基底状態か第一励起状態へと崩壊するので、この実験は p 波散乱にのみ感度を持つ測定となる。

実験は大阪大学核物理研究センターの N0 コース¹¹⁾ において実施した。AVF サイクロトロンによって加速された $E_\alpha = 38.76\text{--}39.89\text{ MeV}$ の ${}^4\text{He}$ ビームを ${}^4\text{He}$ ガス標的に照射し、放出される $E_n = 2\text{--}7\text{ MeV}$ の中性子を約 13 m 下流に設置した液体シンチレータで測定した。このとき、13 m の距離を中性子が飛行するのに要する時間 (350–700 ns) から中性子のエネルギーを決定した。

${}^4\text{He}$ ガスは、真鍮製の標的容器に 1 気圧の圧力で封入し、ビームと放出中性子が通過する出入口を 6 μm 厚のアラミド膜で封止した。 $E_\alpha = 39.30\text{ MeV}$ のときに $\theta = 0^\circ$ へ放出された中性子のエネルギースペクトルを図 5(a) に示す。 ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態に由来する二つのピークが連続的なバックグラウンドの上にはっきりと観測されている。このバックグラウンドは標的のガス封止膜に由来するもので、ガスを封入しない標的容器を用いて測定されたスペクトル (斜線) を除算することで図 5(b) に示すようなバックグラウンドのないスペクトルを得ることに成功した。

それぞれのビームエネルギーについて、中性子の放出角度を変えながら測定を行った。得られた散乱微分断面積 $\sigma(\theta)$ の角度分布の例を図 5(c)(d) に示す。同種粒子散乱の場合、微分断面積の角度分布は重心系において 90° 対称となるので、偶数次のルジャンドル多項式の級数で表すことができる。

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} \left(1 + \sum_{l=2}^{l_{\text{max}}} \alpha_l P_l(\cos \theta) \right). \quad (3)$$

ゆえに、式 (3) を用いて測定値を再現するようにルジャン

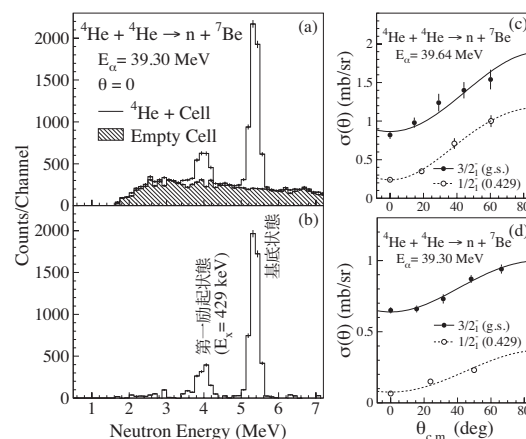


図 5 (a) ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^7\text{Be}$ 反応における中性子のエネルギースペクトル。白抜きと斜線のスペクトルは、それぞれ ${}^4\text{He}$ ガス標的とガスを封入しない標的容器を用いた測定結果。(b) ${}^4\text{He}$ ガス標的のスペクトルからガスを封入しない標的容器のスペクトルを除外してバックグラウンドを除去した中性子のエネルギースペクトル。(c) $E_\alpha = 39.64\text{ MeV}$ における ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^7\text{Be}$ 反応の微分断面積の角度分布。黒丸と白丸はそれぞれ、 ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態に対する微分断面積を表す。実線と破線は、偶数次のルジャンドル多項式を用いたフィット関数を示す。(d) (c) に同じ。ただし、ビームエネルギーは $E_\alpha = 39.30\text{ MeV}$ 。

ドル多項式の係数を決定すれば、断面積 σ_{tot} を決定できる。

測定は $n + {}^7\text{Be}$ の閾値近傍のエネルギーで行われたので、式 (3) には低次のルジャンドル多項式のみが寄与する。本研究では l_{max} を 4 ないしは 2 と仮定して σ_{tot} を評価した。このとき、 l_{max} の選び方による σ_{tot} への誤差を評価するために、異なる l_{max} の値を仮定した解析も行ったが、多くの場合、その誤差は 10% 以下であった。

宇宙リチウム問題の観点からは、順反応である $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積が重要である。順反応の断面積と逆反応の断面積は、詳細釣り合いの原理を用いて換算できる。図 6 に順反応の断面積を反応エネルギー E の関数として黒丸で示す。影をつけた領域は、宇宙の温度が $T = 0.06\text{--}0.07\text{ MeV}$ の場合に重要となるエネルギー領域である。CERN での測定結果から推定されている s 波散乱の断面積¹⁰⁾ は点線で示した。 s 波散乱の断面積は $1/v$ 則に従ってエネルギーの増加とともに減少しており、BBN エネルギー領域では s 波散乱よりも、エネルギーの増加とともに全断面積の大きくなる p 波散乱の寄与が支配的である。

鏡映反応の結果から推定された断面積⁹⁾ と、過去の実験データを R 行列解析によって評価した核データライブラリ ENDF/B-VII.1 による推定値¹²⁾ は、それぞれ、三角と破線で示されている。これらの推定値は、今回の測定結果と非常に良く一致していることが見て取れる。

ENDF/B-VII.1 は $E \sim 10\text{ keV}$ 付近での p 波散乱の断面積を約 3 mb と推定している。この推定値は $E \sim 10\text{ keV}$ 付近での p 波散乱の寄与が数百 μb 以下であるとする CERN での測定結果とは矛盾している。 $E \sim 10\text{ keV}$ での測定は誤差が大きく、追加の測定が強く望まれる。

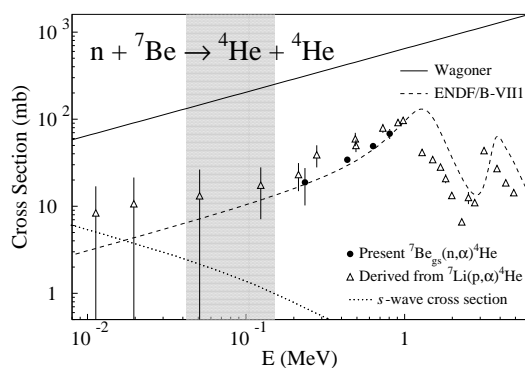


図6 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積。黒丸が今回の実験データであり、三角は鏡映反応から推定された断面積⁹⁾である。実線と破線は、それぞれ、Wagoner¹³⁾と ENDF/B-VIII¹²⁾による推定値を示す。また、点線は CERN における実験データによる s 波散乱の断面積の推定値¹⁰⁾である。影をつけた領域は、宇宙の温度が $T = 0.06\text{--}0.07$ MeV の場合に重要となるエネルギー領域を示す。

さらに、BBN 計算に広く用いられている Wagoner による $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積の推定値¹³⁾を実線で示す。この推定値は、BBN 計算において広く用いられているが、これに比べると今回の測定値は約 10 倍も小さい。すなわち、残念ながら、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応による ${}^7\text{Be}$ 転換の寄与は小さく、宇宙リチウム問題を解決するものではないことが明らかになった。

6. まとめ

本稿では、宇宙創生のシナリオを記述する標準ビッグバン模型に残された深刻な問題である「宇宙リチウム問題」を紹介し、この問題を原子核物理学的な立場から解決しようとする最近の研究成果について報告した。

宇宙初期に合成された ${}^7\text{Be}$ が ${}^7\text{Li}$ へ電子捕獲崩壊する前に他の核に転換していたとしたら、 ${}^7\text{Li}$ の生成量の理論予測値を下方修正し、宇宙リチウム問題を解決することができる。そこで、我々は未知のまま残されていた BBN エネルギー領域 ($E = 0.20\text{--}0.81$ MeV) における $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積を初めて測定した¹⁴⁾。この結果、 $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ 反応の断面積は、BBN 計算に広く用いられている推定値よりも約 10 倍も小さく、宇宙初期において中性子が ${}^7\text{Be}$ と衝突し二つの ${}^4\text{He}$ に分解する反応の寄与は小さいことが明らかになった。

残念ながら、宇宙リチウム問題の謎はさらに深まる結果となったが、今回の成果は標準模型を超える新しい物理の探索や、原子核反応率の見直しなど、さらなる研究を動機づけるに違いない。

本稿で紹介した研究は、科学研究費補助金・基盤研究 (B) (代表: 久保野茂, JP26287058) の研究課題として、学部学生教育を兼ねつつ、京都大学理学部の卒業研究科目「物理科学課題研究 P4」の研究テーマとして実施された。実験提案書の執筆、中性子検出器と He ガス標的システムの開発

およびテスト実験、測定、解析、成果発表にいたる一連の過程は、教員らによる指導のもと、2014 年度から 2016 年度にかけて課題研究 P4 に在籍した 3 学年合計 20 名の学部 4 年生らによって実施された。本研究を実施するにあたっては、岩佐直仁氏、西村俊二氏、延與佳子氏、若狭智嗣氏に様々な助言やサポートをいただいたほか、共同利用・共同研究拠点である大阪大学核物理研究センターからは、大学の枠を超えた教育用ビームタイムの提供を受けた。この場を借りて感謝を申し上げたい。

参考文献

- 1) Maxim Pospelov and Josef Pradler: Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **60** (2010) 539–568.
- 2) R. H. Cyburt *et al.*: Rev. Mod. Phys. **88** (2016) 015004.
- 3) C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group): Chin. Phys. C **40** (2016) 100001.
- 4) P. A. R. Ade *et al.* (Planck Collaboration): Astron. Astrophys. **571** (2014) A16.
- 5) Ryan J. Cooke *et al.*: Astrophys. J. **781** (2014) 31.
- 6) L. Sbordone *et al.*: Astron. Astrophys. **522** (2010) 26.
- 7) B. D. Fields: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **61** (2011) 47–68.
- 8) R. H. Cyburt and B. Davids: Phys. Rev. C **78** (2008) 064614.
- 9) S. Q. Hou *et al.*: Phys. Rev. C **91** (2015) 055802.
- 10) M. Barbagallo *et al.*: Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 152701.
- 11) H. Sakai *et al.*: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **369** (1996) 120–134.
- 12) M. B. Chadwick, M. Herman, P. Oblozinsky, *et al.*: Nucl. Data Sheets **112** (2011) 2887–2996.
- 13) R. V. Wagoner: Astrophys. J. Suppl. Ser. **18** (1969) 247–295.
- 14) T. Kawabata *et al.*: Phys. Rev. Lett. **118** (2017) 052701.

(2017 年 6 月 26 日原稿受付)

Nuclear Experimental Approach Toward Solving the Cosmological Lithium Problem

Takahiro Kawabata and Shigeru Kubono

abstract: The primordial abundances of the light elements produced in the Big Bang nucleosynthesis (BBN) provide important insights into the early universe. Accurate estimation of the primordial abundances is crucial to test the cosmological theories by comparing the predicted values with the observations. However, there remains a serious problem that the ${}^7\text{Li}$ abundance does not agree with the standard BBN calculation. Since the BBN theory relies on nuclear reactions among the primordial light elements and their electroweak decays, nuclear experimental approaches toward solving the cosmological lithium problem are important.

Recently, we measured the cross sections of the ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ reaction at $E = 0.20\text{--}0.81$ MeV close to the BBN energy window for the first time by measuring the time-reverse reaction. The obtained cross sections are significantly smaller than the theoretical estimation widely used in the BBN calculations. The present results suggest the ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ reaction rate is not large enough to solve the cosmological lithium problem.